

M. Ledlmayr

Frankfurt 1976



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550826_0035

DAS PERIODENSYSTEM DER GG-KERNE IM MASSENBEREICH VON

A=40 BIS A=254

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften

der

Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

von Monika Sedlmayr

aus Bad Nauheim

Frankfurt am Main

1976



Mit Genehmigung des Fachbereichs gekürzt.

Ein Exemplar der ungekürzten Arbeit
liegt in der Senckenbergischen Bibliothek
der Universität vor.

Dekan: Prof. Dr. H. Klein

Erster Gutachter: Prof. Dr. W. Greiner

Zweiter Gutachter: Prof. Dr. W. Scheid

Tag der mündlichen Prüfung: 17. September 1976



Abstract

For all even-even nuclei of the periodic system in the mass region of $40 \leq A \leq 254$ the potential energy surfaces (PES) are constructed within the Gneuss-Greiner-Model, which describes all important categories of nuclei. The dynamical problem is solved without approximations by diagonalizing the Hamiltonian in the basis of a 5-dimensional harmonic oscillator.

Quadrupol moments and $B(E2)$ -values are calculated and compared to experimental data.

Giant dipole resonances (GDR) and photon scattering are calculated within the Dynamic Collective Model in a so-obtained collective Hamiltonian for all these nuclei.

Einleitung

Ein Atomkern stellt ein Vielteilchenproblem dar, welches nur mit Hilfe von approximativen Methoden, das heißt Modellen, gelöst werden kann.

In dieser Arbeit wird ein Modell verwendet, das bezüglich der Kernform keine Einschränkungen enthält; in ihm können alle Kerntypen wie Vibrator, Rotator, asymmetrischer Kreisel und auch die Übergangskerne befriedigend behandelt werden.

Dieses Kollektivmodell von Gneuss und Greiner wird hier zur Konstruktion der kollektiven Potentialflächen aller wichtigen Vertreter des Periodensystems sowie deren Isotope verwendet. Es wird versucht werden, Phasenübergänge sowohl innerhalb der Isotopenreihen als auch zu den Nachbarkernen in der Vertikalen aufzuzeigen. Neben den niederenergetischen Phänomenen werden Anregungszustände des Atomkerns untersucht, die im Kontinuum liegen. Diese sogenannten Riesenresonanzen werden durch Absorption eines γ -Quants ausgelöst. Im Rahmen des Dynamischen Kollektivmodells werden γ -Absorptions- und γ -Streuquerschnitte zu allen gg-Isotopen berechnet. Der erste Teil der Arbeit gibt einen Überblick über das verwendete Modell. Im zweiten Teil werden die Ergebnisse diskutiert.

Das Modell

Das Kollektivmodell von Gneuss und Greiner beschränkt sich auf Quadrupoldeformation des Atomkerns. Der Zusammenhang zwischen den kollektiven Koordinaten $\alpha_{2\mu}$ und der Kernoberfläche ist gegeben durch:

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0 \left(1 + \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}^* - \frac{1}{4\pi} \sum_{\mu=-2}^2 |\alpha_{2\mu}|^2 \right)$$

wobei $R_0 = 1.1 A^{1/3} \text{ fm}$ ist. Der zweite Term der Gleichung ist ein Korrekturglied zur Volumenerhaltung.

Neben den irreduziblen Tensoren $\alpha^{[2]}$, die die Quadrupoloberfläche beschreiben, verwendet man die irreduziblen Tensoren $\alpha^{[1]}$ zur Erklärung der Dipolschwingungen. Die Riesenresonanzen sind definiert als kollektive Schwingungen der Protonen- gegen die Neutronenflüssigkeit, mit der Einschränkung, daß die Gesamtdichte konstant bleibt.

Führt man die zu den α_{μ} und $\alpha_{2\mu}$ konjugierten Impulse $\tilde{\pi}_{\mu}$ und $\tilde{\pi}_{2\mu}$ ein, so lautet deren Darstellung in der zweiten Quantisierung, mit den Erzeugungs- (β_{μ}^+, q_{μ}^+) und den Vernichtungsoperatoren ($(-)^{\mu} \beta_{-\mu}, (-)^{\mu} q_{-\mu}$):

$$\begin{aligned} \alpha_{1\mu} &= \sqrt{\frac{\hbar \omega_1}{2C_1}} (q_{\mu}^+ + (-)^{\mu} q_{-\mu}) & \omega_1 &= \sqrt{\frac{C_1}{B_1}} \\ \tilde{\pi}_{1\mu} &= i \sqrt{\frac{\hbar C_1}{2\omega_1}} ((-)^{\mu} q_{-\mu} - q_{\mu}) \\ \alpha_{2\mu} &= \sqrt{\frac{\hbar \omega_2}{2C_2}} (\beta_{\mu}^+ + (-)^{\mu} \beta_{-\mu}) & \omega_2 &= \sqrt{\frac{C_2}{B_2}} \\ \tilde{\pi}_{2\mu} &= i \sqrt{\frac{\hbar C_2}{2\omega_2}} ((-)^{\mu} \beta_{-\mu} - \beta_{\mu}) \end{aligned}$$

Für den Gesamthamiltonoperator wird der folgende Ansatz gemacht:

$$H(\alpha_{2\mu}, \tilde{\pi}_{2\mu}, \alpha_{1\mu}, \tilde{\pi}_{1\mu}) = H_Q + H_D + H_{DQ}$$

mit H_Q als dem Operator der Oberflächenquadrupolschwingungen, H_D als Hamiltonian der Dipolvolumenschwingungen und H_{DQ} als Wechselwirkungsoperator zwischen diesen Kollektivbewegungen.

Im einzelnen lauten diese Operatoren:

$$H_D = E_1 \left(-\sqrt{3} [q^{[1]} \times q^{[1]}]^{[0]} + \frac{3}{2} \right)$$

$$\begin{aligned}
 H_Q = & \frac{5}{4B_2} [\tau^{[2]} \times \tau^{[2]}]^{[0]} \\
 & + C_2 [\alpha^{[1]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} + C_3 [[\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} \\
 & + C_4 [\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} [\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} \\
 & + C_5 [\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} [[\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} \\
 & + C_6 [[\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} [[\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} \\
 & + D_6 [\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} [\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} [\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{DQ} = & E_1 A_1 \{ [[q^{[1]} \times q^{[1]}]^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} \\
 & + [[q^{[1]} \times q^{[1]}]^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} \} \\
 & + E_1 A_1 [[q^{[1]} \times q^{[1]}]^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} \\
 & + E_1 \sum_{j=0,2} A_{1j} \{ [[q^{[1]} \times q^{[1]}]^{[j]} \times [\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[j]}]^{[0]} \\
 & + [[q^{[1]} \times q^{[1]}]^{[j]} \times [\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[j]}]^{[0]} \} \\
 & + E_1 \sum_{j=0,2} B_{1j} \{ [[q^{[1]} \times q^{[1]}]^{[j]} \times [\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[j]}]^{[0]} \\
 & - \delta_{j0} \sqrt{3} [\alpha^{[2]} \times \alpha^{[2]}]^{[0]} \}
 \end{aligned}$$

$$A_1 = 0; A_{1j} = 0; B_1 = -1.580; B_{10} = -0.277; B_{12} = -0.220$$

Um die Kernrotationen und die Kernvibrationen zu trennen, transformiert man in ein intrinsisches System des Kerns. Als Intrinsic-System werden solche Koordinatensysteme gewählt, die mit den Hauptachsen zusammenfallen. Die Transformation der fünf Laborkoordinaten auf die inneren Koordinaten a_0 und a_2 und die drei Eulerwinkel ist

nicht umkehrbar eindeutig, vielmehr entsprechen verschiedene Sätze (insgesamt 24) von $a_0, a_2, \gamma, \varphi, f$ ein und demselben Satz $\alpha_{2\mu}$. Aus Symmetriegründen ist es deshalb vollkommen ausreichend, sich auf den Bereich zwischen $\gamma=0^\circ$ und $\gamma=60^\circ$ zu beschränken. Es ist sinnvoll, β und γ als Polarkoordinaten in einer β - γ -Ebene zu bezeichnen, in welcher jedem Punkt eine verschiedene Quadrupolgestalt zugeordnet wird. β gibt die Gesamtdeformation und γ die Abweichung von der Axialsymmetrie an.

Mit Hilfe des Quadrupoloperators Q definiert man das Quadrupolmoment $\bar{Q}$ und die reduzierte E2-Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2)$ als:

$$\bar{Q} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \langle \gamma, I, M=I | Q | \gamma, I, M=I \rangle =$$

$$= \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -I & 0 & I \end{pmatrix} \langle \gamma I \| Q \| \gamma I \rangle$$

$$B(E2; \gamma I \rightarrow \gamma' I') = \frac{1}{2I+1} |\langle \gamma' I' \| Q \| \gamma I \rangle|^2$$

Nimmt man gleichmäßige Ladungsverteilung und Volumenerhaltung an, dann schreibt sich die μ -te Komponente des Quadrupoloperators bis zu zweiter Ordnung in $\alpha^{[2]}$ als:

$$Q_{2\mu} = \int \rho(r) r^2 Y_{2\mu} d\tau \\ = \rho_0 R_0^5 \left[\alpha_{2\mu} - \frac{10}{\sqrt{70}r} \left[\alpha^{[1]} \times \alpha^{[1]} \right]_{\mu}^{[2]} \right]$$

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte für γ -Absorption und γ -Streuung ist der Dipoloperator notwendig. Er lautet:

$$D^{[1]} = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \int d\tau \rho(r) r Y^{[1]} \\ = M_0 \left\{ q^{+[1]} + q^{[1]} + M_1 \left[(q^{+[1]} + q^{[1]}) \times \alpha^{[2]} \right]^{[1]} \right. \\ \left. + \sum_{j=0,2} M_{1j} \left[(q^{+[1]} + q^{[1]}) \times \left[\alpha^{[1]} \times \alpha^{[1]} \right]^{[1]} \right]^{[1]} \right\}$$

$$M_0 = 0.654 \hbar [NZ(1+\alpha)/AME_1]^{1/2}$$

$$M_1 = -0.554 \quad ; \quad M_{10} = 0.011 \quad ; \quad M_{12} = 0.100$$

Das Periodensystem der gg-Kerne

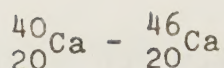
Seit der Entwicklung des Gneuss-Greiner-Modells wurde immer wieder versucht, für einzelne gg-Kerne die Potentialenergiefläche (PES) zu konstruieren.

L.v.Bernus und U.Schneider haben für ^{40}Ca und ^{114}Cd eine mögliche Interpretation vorgeschlagen. Allerdings wurden bei diesen Rechnungen Terme höherer Ordnung in der kinetischen Energie verwendet. In meiner Diplomarbeit wurde für die Isotopenreihe $^{142-150}\text{Nd}$ eine Entwicklung in den Potentialflächen von einem sphärischen Vibrator zu einem flachen Rotator vorgestellt. R.Sedlmayr hat für diese Nd-Isotope die γ -Absorptions- und die γ -Streuquerschnitte berechnet. D.Habs hat von einigen gg-Kernen aus dem Massenbereich $50 \leq (N, Z) \leq 82$ die kollektiven Potentialflächen konstruiert; D.Rebel veröffentlichte die PES von ^{48}Ti und ^{56}Fe .

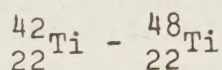
Bei allen obengenannten Beispielen wurden die Rechnungen stets nur für einzelne Kerne oder kleinere Massenbereiche durchgeführt. Diese Arbeit macht eine solche Einschränkung nicht. Für alle gg-Kerne, die mit Hilfe des Kollektivmodells sinnvoll beschrieben werden können, wurden die Potentialenergieflächen konstruiert und sowohl die Quadrupolmomente als auch die $B(E2)$ -Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet. Um zusätzliche Informationen über die Kerne zu bekommen, wurden die γ -Absorptions- und die γ -Streuquerschnitte berechnet. Damit die theoretischen Vorhersagen verglichen werden konnten, wurde ein umfangreiches experimentelles Datenmaterial zusammengestellt.

Jede Potentialfläche stellt den für den Kern besten Fit dar. Es kam in dieser Arbeit vor allem darauf an, in den einzelnen Isotopenreihen und auch zu den Nachbarkernen eine Entwicklung aufzuzeigen, die insgesamt sinnvoll erschien, ohne jedoch den einzelnen Kern besonders zu betonen. Auf Möglichkeiten einer Erweiterung und Verbesserung des Modells wird im Ausblick eingegangen.

Da für sehr leichte Kerne eine Beschreibung mit Hilfe des Kollektivmodells nicht sinnvoll ist, da Einteilchenaspekte (z.B. Einteilchenanregungen) dominanter als kollektive sind, wird in dieser Arbeit mit $^{40}_{20}\text{Ca}$ begonnen.

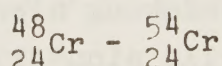


In dieser Reihe ist an Hand der Potentialenergieflächen ein Übergang von einem Kern mit sphärischem Grundzustand und einem zweiten Minimum bei $\gamma = 30^\circ$ zu einem Kern mit sphärischem Grundzustand und einem zweiten Minimum auf der prolatischen Achse festzustellen. Das doppelt magische ${}^{40}\text{Ca}$ hat ein kleines negatives Quadrupolmoment; bei ${}^{42}\text{Ca}$ und ${}^{44}\text{Ca}$ wächst der Absolutbetrag an; ${}^{46}\text{Ca}$ spürt bereits den nahenden Schalenabschluß in der Neutronenzahl und hat deshalb wieder ein betragsmäßig kleineres Quadrupolmoment.

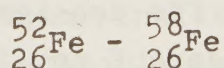


Die PES dieser Reihe zeigen einen Übergang von einem Kern mit sphärischem Grundzustand zu einem Rotationskern mit einem Minimum im asymmetrischen Bereich.

Der Betrag der Quadrupolmomente nimmt in der Reihe ab, da sich der nahende Neutronenschalenabschluß bemerkbar macht.



In den PES dieser Reihe erkennt man einen Übergang von einem starken Rotationskern zu einem Kern mit zwei Minima, einem auf der prolatischen Achse und einem zweiten im asymmetrischen Bereich. Der Absolutbetrag der Quadrupolmomente fällt bis ${}^{52}\text{Cr}$ ab, da dort eine magische Neutronenzahl vorliegt, und nimmt dann wieder zu. Die schwachen Rotationseigenschaften von ${}^{46}\text{Ti}$ und ${}^{48}\text{Ti}$ führen mit zunehmender Protonenzahl zu den starken Rotationskernen ${}^{48}\text{Cr}$ und ${}^{50}\text{Cr}$.

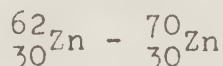


Im Verlauf der PES zeigt sich ein Übergang von einem starken Rotationskern über Kerne mit zwei Minima zu einem Rotationskern bei ${}^{58}\text{Fe}$. Der Betrag der Quadrupolmomente nimmt bis ${}^{54}\text{Fe}$ ab, da dort eine magische Neutronenzahl vorliegt, und nimmt anschließend wieder zu. Mit zunehmender Protonenzahl prägt sich der Rotationscharakter von ${}^{46}\text{Ca}$ über ${}^{48}\text{Ti}$ und ${}^{50}\text{Cr}$ bis ${}^{52}\text{Fe}$ immer stärker aus.



In dieser Reihe sind auf Grund der magischen Protonenzahlen alle Grundzustände sphärisch. In den PES sieht man einen Übergang von einem Kern mit zweitem Minimum im asymmetrischen Bereich zu einem Kern mit zweitem Minimum auf der prolaten Achse. Die Quadrupolmomente nehmen im Verlauf der Reihe betragsmäßig zu.

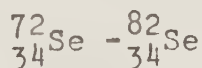
Die elastischen Streuquerschnitte nehmen von ${}^{58}\text{Ni}$ nach ${}^{66}\text{Ni}$ an Stärke zu; die anfänglich breite Kurve hat bei ${}^{66}\text{Ni}$ ein nur noch schmales Maximum. Der inelastische 2_1^+ -Streuquerschnitt wird mit zunehmender Neutronenzahl stärker, erreicht bei ${}^{62}\text{Ni}$ seinen größten Beitrag und verschwindet am Ende der Reihe.



Die PES dieser Reihe zeigen einen Übergang von einem Rotationskern zu einem Kern mit sphärischem Grundzustand und einem zweiten deformierten Minimum im asymmetrischen Bereich. Die Absorptionsquerschnitte werden mit zunehmender Neutronenzahl flacher und der anfänglich dominante Peak spaltet sich in mehrere Dipollinien auf, was von dem wachsenden Einfluß anderer Freiheitsgrade herrührt. Die elastischen Streuquerschnitte zeigen eine ähnlich abnehmende Tendenz, wobei der inelastische 2_1^+ -Streuquerschnitt, der bei ${}^{62}\text{Zn}$ vernachlässigbar ist, innerhalb der Reihe stärker wird. Der Betrag der $Q(2_1^+)$ nimmt in der Reihe bis zur Mitte (${}^{66}\text{Zn}$) zu, danach wieder ab.



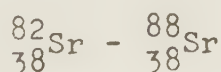
Mit zunehmender Neutronenzahl gehen die PES von einem Rotationskern über einen Kern mit zwei Minima wieder zu einem Rotationskern über.



Die PES dieser Reihe zeigen einen Übergang von einem Kern mit zwei Minima, einem oblaten und einem im asymmetrischen Bereich, zu einem Rotationskern mit einem Minimum bei $\gamma = 15^\circ$.



In den PES sieht man Rotationskerne mit zwei Minima, einem auf der prolaten Achse und einem zweiten im asymmetrischen Bereich. Die negativen Quadrupolmomente werden dem Betrag nach kleiner, was auf den Neutronenschalenabschluß bei ${}^{86}\text{Kr}$ hinweist.



Die PES dieser Reihe zeigen eine Entwicklung von einem prolaten Kern mit einem zweiten Minimum im asymmetrischen Bereich zu einem Kern mit sphärischem Grundzustand und einem zweiten asymmetrischen Minimum. Die negativen Quadrupolmomente zeigen dem Betrag nach abnehmende Tendenz, wobei der in der Neutronenzahl magische Kern ${}^{88}\text{Sr}$ betragsmäßig das kleinste Quadrupolmoment hat.



In den PES haben alle Kerne auf Grund der Nähe der abgeschlossenen Neutronenschale einen sphärischen Grundzustand. Das zweite Minimum wandert von der oblaten Achse in den asymmetrischen Bereich.

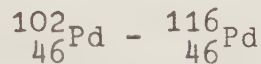


Die PES zeigen eine Entwicklung von einem schwachen Rotationskern über Kerne mit zwei Minima zu einem anharmonischen Vibrator. In der vertikalen Reihe von ${}^{88}\text{Sr}$ bis ${}^{94}\text{Ru}$ zeigt sich folgende Tendenz: Das asymmetrische Minimum bei ${}^{88}\text{Sr}$ wird mit zunehmender Protonenzahl in γ -Richtung weicher (${}^{90}\text{Zr}$) und wandert bei ${}^{92}\text{Mo}$ auf die prolate Achse. Bei ${}^{94}\text{Ru}$ bleibt das zweite Minimum prolat, liegt aber im Bereich größerer Deformation.

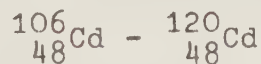


Die PES zeigen eine Entwicklung von einem Kern mit sphärischem Grundzustand und einem zweiten Minimum auf der prolaten Achse zu

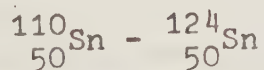
einem Kern, bei dem das zweite Minimum in den asymmetrischen Bereich wandert. Die negativen Quadrupolmomente nehmen dem Betrag nach zu, ausgehend von ^{94}Ru , das eine abgeschlossene Neutronenschale hat. Im Verlauf der Reihe sinkt der 2_1^+ -Zustand energetisch ab (von ca. 1.5 bis 0.25 MeV). Die $B(E2)$ -Übergangswahrscheinlichkeiten $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ nehmen deshalb in der Reihe stark zu. Der erste 4^+ -Zustand sinkt von 2.25 auf 0.70 MeV; mit dem 4^+ nimmt ebenfalls der zweite 2^+ -Zustand energetisch ab, der sich stets in unmittelbarer Nachbarschaft des ersten 4^+ aufhält. Der relative Abstand zwischen 2_1^+ und 4_1^+ verringert sich; die zugehörigen $B(E2)$ -Werte wachsen an.



Die PES zeigen einen Übergang von einem schwachen Rotator über anharmonische Vibratoren zu einem Kern mit zwei Minima, einem prolatischen und einem asymmetrischen. Im Spektrum wandert der 2_1^+ -Zustand und die $(2_2^+ 4_1^+)$ -Zustände zu niedrigerer Energie. Der relative Abstand zwischen dem ersten 2^+ und dem ersten 4^+ verringert sich. Aus dieser Tendenz ist das Ansteigen der $B(E2)$ -Werte $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ und $2_1^+ \rightarrow 4_1^+$ zu verstehen.



Die PES zeigen einen Übergang von einem schwachen prolatischen Rotator über Kerne mit zwei Minima zu einem prolatischen Rotationskern. Die Quadrupolmomente sind negativ und für alle Kerne von gleicher Größenordnung.



Alle PES dieser Reihe haben einen sphärischen Grundzustand und ein zweites Minimum, das von der prolatischen Achse über den asymmetrischen Bereich zurück zur prolatischen Achse wandert. Alle Kerne der Reihe haben eine abgeschlossene Protonenschale; das zeigt sich einmal in den sphärischen Grundzuständen und zum anderen in den betragsmäßig kleinen Quadrupolmomenten.



Die PES dieser Reihe zeigen eine Entwicklung von einem Kern mit zwei Minima, einem oblaten und einem asymmetrischen, über sphärische Kerne zu einem Kern mit sphärischem Grundzustand und einem zweiten prolaten Minimum. Die Quadrupolmomente zeigen im Verlauf der Reihe zum magischen Neutronenkern ${}_{52}^{134}\text{Te}$ dem Betrage nach abnehmende Tendenz. Im Spektrum steigt der 2_1^+ - und der Zweiphononenzustand mit zunehmender Neutronenzahl energetisch an.



Die PES dieser Reihe zeigen einen Übergang von einem schwachen Rotator zu einem in der Neutronenzahl magischen Kern mit sphärischem Minimum und einem zweiten prolaten Minimum. In der Reihe der $Q(2_1^+)$ zeigt sich eine betragsmäßige Abnahme, hervorgerufen durch den Übergang zu einem Kern mit magischer Neutronenzahl. Im Verlauf der Reihe nimmt der 2_1^+ -Zustand energetisch zu; die Folge davon ist, daß die $B(E2)$ -Werte abnehmen. Innerhalb der Kerne mit Rotationscharakter bewegen sich die Banden in Richtung höherer Energie. In der vertikalen Richtung sind aus den anharmonischen Te-Kernen schwache Rotationskerne geworden; in ${}^{132}\text{Ba}$ und ${}^{134}\text{Ba}$ wird der Rotationscharakter noch stärker.



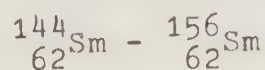
Die PES gehen von einem Rotator mit Minimum im asymmetrischen Bereich zu einem Kern mit sphärischem Grundzustand und einem zweiten prolaten Minimum über. In Richtung des in der Neutronenzahl magischen Kerns ${}^{138}\text{Ba}$ nimmt der Betrag der Quadrupolmomente ab. Im Niederenergiespektrum steigen im Verlauf der Reihe alle Niveaus energetisch an, z.B. der 0^+ -Zustand von 0.3 zu 1.5 MeV.



Ähnlich wie in der Nachbarreihe der Ba-Isotope zeigt sich bei den PES in der Ce-Reihe ein Übergang von einem Rotationskern zu einem Kern mit sphärischem Minimum (magische Neutronenzahl) und einem zweiten prolaten Minimum. Auch in dieser Reihe steigen im Spektrum die Energieniveaus stark an. Die Quadrupolmomente werden im Hinblick auf den in der Neutronenzahl magischen Kern ${}^{140}\text{Ce}$ dem Betrag nach kleiner.



Die PES dieser Reihe zeigen einen Übergang von einem schwachen Rotationskern über Kerne mit zwei Minima zu einem Rotationskern. Die Quadrupolmomente nehmen dem Betrage nach bis ${}^{142}\text{Nd}$, dem in der Neutronenzahl magischen Isotop, ab und dann bis ${}^{152}\text{Nd}$ wieder zu. Die Niveau-Lagen nehmen bis ${}^{142}\text{Nd}$ stark zu, danach mit zunehmend tiefer werdendem prolaten Minimum werden die Banden in sich gestaucht und liegen bei tieferer Energie. Dies ist die erste Reihe eines Übergangsbereiches, in dem eine deutliche Entwicklung von einem sphärischen Kern zu einem Rotationskern vorliegt.



Die PES zeigen eine Entwicklung von dem in der Neutronenzahl magischen ${}^{144}\text{Sm}$ mit einem sphärischen Grundzustand und einem zweiten prolaten Minimum zu dem Rotationskern ${}^{156}\text{Sm}$. Innerhalb der Quadrupolmomente ist ein betragsmäßiges Ansteigen festzustellen. Die Niveaus im Niederenergiespektrum sinken energetisch ab, die Niveaus in den einzelnen Rotationsbanden rutschen dichter zusammen. Entsprechend dem Absinken des 2_1^+ -Zustandes steigt die $B(E2)$ -Übergangswahrscheinlichkeit $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ stark an.



Die PES dieser Reihe zeigen Rotationskerne, bei denen sich zunehmend stärkerer Rotationscharakter zeigt. In γ -Richtung werden

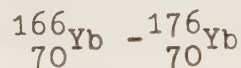
die PES im Verlauf der Reihe immer weicher. Die Quadrupolmomente nehmen dem Betrag nach zu. Die Mitglieder der Rotationsbanden verringern im Verlauf der Reihe den relativen Abstand zueinander. In der Grundbande macht sich dies im Ansteigen der $B(E2)$ -Werte $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ und $2_1^+ \rightarrow 4_1^+$ bemerkbar. In den Absorptionsquerschnitten sind stets neben einigen Vibrationssatelliten zwei starke Dipollinien zu sehen, bei denen der rechte Peak seine Lage bei 16 MeV beibehält, und der linke in Richtung niedrigerer Energie wandert.



Ähnlich wie in der Gd-Reihe haben alle Dy-Isotope Rotationseigenschaften. Die PES zeigen einen Übergang von einem anharmonischen Vibrator zu einem prolaten Rotator. Im Verlauf dieser Reihe werden die Kerne in λ -Richtung weicher. Der Betrag der Quadrupolmomente nimmt zu. In den Rotationsbanden verringert sich der relative Abstand der Niveaus.



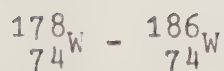
Die PES der Er-Isotope sind wie die der Nachbarkerne prolat deformiert. Innerhalb der Reihe ist eine Zunahme der Tiefe des prolaten Minimums zu erkennen; in λ -Richtung werden die Kerne weicher. Die Beiträge der Quadrupolmomente nehmen zu, ebenso wie die $B(E2)$ -Übergangswahrscheinlichkeiten $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$.



Wie in den Nachbarreihen zeigen auch hier die PES prolate Rotationskerne. Die von ${}^{166}\text{Yb}$ sowohl im Minimum tiefer als auch in λ -Richtung weicher werdende Reihe zeigt ab ${}^{170}\text{Yb}$ die umgekehrte Tendenz. In den Spektren vergrößert sich bis ${}^{174}\text{Yb}$ der relative Abstand zwischen Grundbande und angeregten Banden; die β -Bande durchläuft bei ${}^{170}\text{Yb}$ in der Höhe ein Minimum.



Die PES der Hf-Reihe zeigen prolate Rotationskerne, die ähnlich den obengenannten Nachbarreihen sind.



Die PES der W-Reihe zeigen Rotationskerne, bei denen sich im Verlauf der Reihe neben dem prolaten Minimum ein flaches oblates zweites Minimum ausbildet.



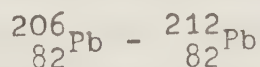
Die PES dieser Reihe zeigen prolata Rotationskerne. Im Verlauf der Reihe senken sich die angeregten Banden energetisch ab. Die Niveaus innerhalb der Banden spreizen sich; dies ist zusätzlich in den abnehmenden B(E2)-Übergangswahrscheinlichkeiten $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ und $2_1^+ \rightarrow 4_1^+$ zu sehen. Diese Isotope gehören dem zweiten Übergangsgebiet innerhalb des Periodensystems an.



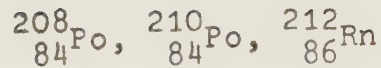
Die PES dieser Reihe sind alle oblat deformiert. Die Flächen werden im Verlauf der Reihe in β -Richtung steiler. Die Tiefe des Minimums nimmt bis ${}^{190}\text{Pt}$ zu; danach werden die Kerne wieder flacher. Ebenso ist das Absinken der angeregten Banden bis ${}^{190}\text{Pt}$ festzustellen; danach steigen sie wieder an. Der oblate Charakter ergibt sich auf Grund der Anpassung an das Vorzeichen der ab ${}^{194}\text{Pt}$ experimentell gemessenen Quadrupolmomente.



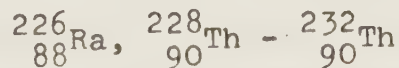
Die PES dieser Reihe zeigen einen Übergang von einem Kern mit flachem sphärischen Grundzustand und einem zweiten Minimum auf der oblaten Achse über Kerne mit Minimum im asymmetrischen Bereich zu einem Rotationskern mit einem prolaten Minimum.



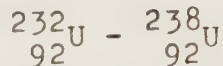
Alle Kerne dieser Reihe sind magisch in der Protonenzahl. Es handelt sich deshalb um PES, in denen ein sphärisches Minimum vorliegt; das zweite prolata Minimum wandert im Verlauf der Reihe zu größerer Deformation.



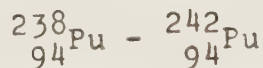
Die PES dieser Kerne besitzen alle einen sphärischen Grundzustand und ein zweites Minimum, das aus dem asymmetrischen Bereich sowohl in zunehmender Neutronen- als auch in Protonenzahl auf die prolate Achse wandert.



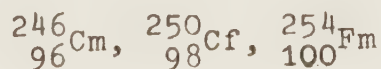
Alle PES zeigen prolate Rotationsflächen. Innerhalb der Th-Isotope wird das Minimum flacher.



Wie in den Nachbarreihen zeigen die U-Isotope alle prolate Rotationseigenschaften.



Die drei Pu-Isotope besitzen alle ein prolates Minimum, das im Verlauf an Tiefe zunimmt. In den Spektren sind die experimentell gemessenen Rotationsbanden von der Theorie gut reproduziert. Es zeigt sich innerhalb der Spektren keine Dynamik. In den GDR sind die Absorptionsquerschnitte fast identisch.



Die PES der letzten drei Isotope des behandelten Periodensystems zeigen die am stärksten ausgebildeten prolaten Rotationskerne. In den experimentellen Spektren sind nur wenige Mitglieder der angeregten Banden gemessen. In der Theorie wird eine klare Trennung der angeregten Rotationsbanden ohne gegenseitige Wechselwirkung vorhergesagt. In den GDR sieht man in den drei fast identischen Absorptionsquerschnitten den typischen Verlauf der Kurven mit zwei dominanten Peaks.

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde mit Hilfe des Kollektivmodells, bzw. des dynamischen Kollektivmodells, das Periodensystem der gg-Kerne von $A=40$ bis $A=254$ in den Niederenergiespektren, Übergangswahrscheinlichkeiten, Quadrupolmomenten und Dipolriesenresonanzen beschrieben.

Dabei ergaben sich bei der Betrachtung des gesamten Periodensystems folgende Systematiken:

Bei den Reihen von $Z=20$ bis $Z=52$ handelte es sich hauptsächlich um sphärische Kerne, bei denen nur die Randgebiete Rotationscharakter zeigen. Der Bereich von $Z=52$ bis $Z=64$ ist dadurch gekennzeichnet, daß die Kerne dieses Übergangsbereiches eine tief einsetzende μ -Bande besitzen; die Randkerne sind gute Rotatoren. Im Bereich von $Z=66$ bis $Z=74$ besitzen die Kerne alle Rotationscharakter; er wird von einem zweiten Übergangsgebiet abgelöst, in dem wieder tiefliegende μ -Banden charakteristisch sind. Bei $Z=82$ ist auf Grund der magischen Protonenzahl noch einmal ein Bereich von sphärischen Kernformen zu erkennen; von $Z=88$ bis $Z=100$ liegt wieder ein Gebiet mit stark deformierten Rotationskernen vor. Die Reihen mit den magischen Neutronenzahlen 20, 28, 50, 82, 126 zeigen sphärische Kerne.

In den umfangreichen Rechnungen konnten mit dem am Anfang beschriebenen Kollektivmodell folgende Kerneigenschaften nur unzulänglich reproduziert werden:

Kerne in der Nähe einer abgeschlossenen Schale zeigen in der Theorie oft eine Vertauschung der Niveaus des Triplets; in den Rotationsbanden zeigt sich oft eine Stauchung der Grundbande, bzw. Streckung der β -Banden. Diese Mängel lassen sich größtenteils durch Einschalten von Termen höherer Ordnung in der kinetischen Energie (dritter und vierter Ordnung) und Termen höherer als sechster Ordnung in der potentiellen Energie beheben.

Sehr gute Ergebnisse wurden in den Übergangsbereichen, sowie bei sphärischen Kernen, die nicht direkt an einem Schalenabschluß liegen, erzielt.

In folgenden Punkten kann das Modell erweitert bzw. verbessert werden:

- a) Durch Einführung höherer Terme in der kinetischen Energie.
Diese Rechnungen wurden bereits durchgeführt.
- b) Durch Einführung höherer Terme in der potentiellen Energie.
- c) Durch Erweiterung in Richtung höherer Drehimpulse als 6^+ .
- d) Durch Ankopplung von Oktupol- und Hexadekupolfreiheitsgraden.
- e) Durch Ankopplung von Einteilchenfreiheitsgraden und somit eine Erweiterung in den Bereich der ug-Kerne.
- f) Durch Ankopplung der Quadrupolriesenresonanzen.

Für die schon zum großen Teil in Angriff genommenen Rechnungen einer praktischen Anwendung des erweiterten Modells ist es notwendig, die Parameter des Hamiltonoperators zu kennen. Diese Parameter sind im Original meiner Arbeit tabellarisch zusammengestellt. Bei einigen Rechnungen, die mit Hilfe von Parametersätzen aus dieser Arbeit durchgeführt wurden, haben sich gute Ergebnisse auf Grund der ausgezeichneten Fits gezeigt.

Lebenslauf

Am 4. Juli 1948 wurde ich in Bad Nauheim (Krs. Friedberg) geboren. Meine Eltern sind der Jurist Julius Brand und seine Ehefrau Anneliese, geb. Kohaupt.

Ostern 1955 wurde ich in die Westend-Schule in Frankfurt /M eingeschult. Danach wechselte ich Ostern 1959 zur Bettina-Schule in Frankfurt über, an der ich Juni 1967 das Abitur bestand.

Im Herbst 1967 immatrikulierte ich mich an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt, an der ich nach einem Semester Romanistik mit dem Studium der Physik begann.

Im Oktober 1970 bestand ich die Diplom-Vorprüfung, im Juni 1973 die Diplom-Hauptprüfung für Physiker. Die Diplomarbeit und die Dissertation entstanden im Institut für Theoretische Physik unter Leitung von Herrn Professor Dr. W.Greiner.

Meine akademischen Lehrer waren:

Prof.W.Greiner, Prof.W.Scheid, Prof.W.Franz, Prof.G.Köthe, Prof.W.Martienssen, Prof.U.Gerhardt, Prof.E.Schopper, Prof.K.H.König, Prof.K.Stelzer, Prof.J.Schnakenberg, Prof.Dänzer

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page. The text is faint and illegible.